



TITLE:

[研究活動]ドームレス太陽望遠鏡共同利用報告

AUTHOR(S):

CITATION:

[研究活動]ドームレス太陽望遠鏡共同利用報告. 京都大学大学院理学研究科附属天文台年次報告 2015, 2014年(平成26年): 7-16

ISSUE DATE:

2015-12

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/218150>

RIGHT:

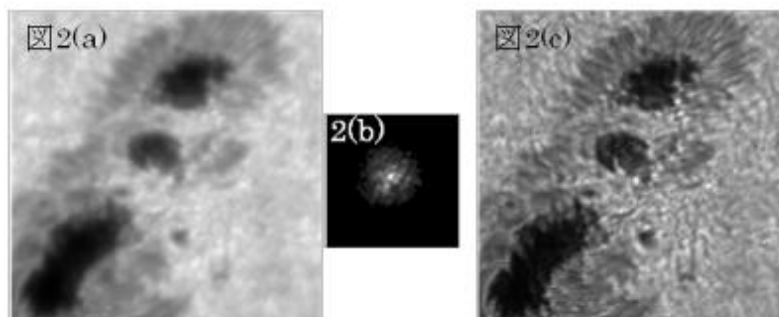
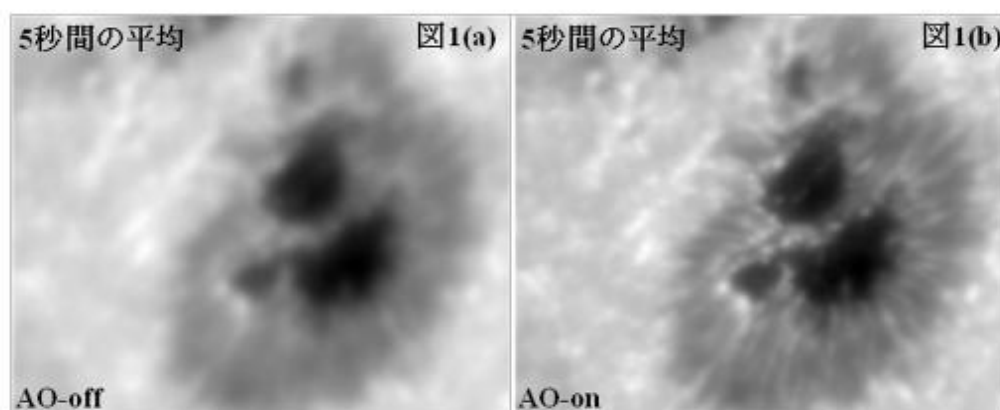
5 研究活動

5.1 ドームレス太陽望遠鏡共同利用報告

太陽補償光学系の設置とマルチコンジュゲート補償光学実験

我々は飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) 用の補償光学系 (AO) の開発を進めている。2014 年度には、常設 AO の設置とマルチコンジュゲート (MC) AO の実験を目的として、2014 年 5-6 月、9 月の計 2 回の公募観測を実施した。さらに、常設 AO 装置の調整のために、7 月と 12 月にも観測を行った。

常設 AO 装置は、DST 棟の二階に設置され、垂直分光器・水平分光器の両方から利用できるように設計されている [1]。この AO 光学系の構成は標準的な AO と同じである。望遠鏡からの光は AO 光学系に導入され、tip-tilt 鏡と可変形鏡で反射することで波面補償が行われ、最終的に観測装置に向かう。光路の途中で光の一部が分割され、波面センサに導かれる。2014 年度には光学素子の設置が完了し、最初の観測結果を得た。図 1 は、(a)AO を動作させないとき、(b)AO を動作させたときに得られた太陽像である。AO を動作させない時には見えなかった細かな構造が、AO を使用することによって見えているのがわかる。観測波長は 430nm、視野は 40x30 秒角である。波面センシングの対象として用いたのは、中央 3 つの黒点間の明るい領域である。この領域については特に細かな構造が見えているが、離れるに従って補償の効果が少なくなっていくことも確認できる。なお、波面展開に当たって、新たに KL 関数系を導入し、ゼルニケ多項式の代わりに実際に装置に組み込んだ。



通常の AO では補償が有効な視野が狭いため、広い視野での補償を可能にするマルチコンジュゲート（多層共役、MC）AO の開発も進めている。2014 年度は、1F ターンテーブル上に MCAO 用光学系を設置した。観測に当たっては、2 F 常設 AO の下流で使用することを設定しており、MCAO では地表からの高さ 3km の上空ゆらぎのみを補償する。ここで開発している MCAO では太陽像の伸縮の抑制を目的とした簡易な波面センシング法を用いている。観測した太陽像において、黒点間の距離変動の偏差を評価したところ、MCAO の効果で黒点間の位置変動が抑えられていることが確認できた。

また、前年度に実施した波面情報からのデコンボリューション法を用いた太陽像改善において、波面推定の際に KL 関数系を用いて、画像処理をやり直した。図 2(a) は AO を通して観測された太陽像、(b) は波面情報から得られた PSF（2 倍に拡大）であり、このストレール比は 0.15 である。この PSF 計算の際に KL 関数系を用いている。図 2(c) は、(a) を (b) でデコンボリューションした結果である。デコンボリューション法としては、Lucy-Richardson 法を用いており、再生ループは 200 回である。全体にコントラストが向上し、細かな構造が見えているのがわかる。

<文献>

[1] N. Miura, A. Oh-ishi, S. Aoki, H. Mogaki, S. Kuwamura, N. Baba, Y. Hanaoka, M. Yamaguchi, S. Ueno, Y. Nakatani, S. Nagata, R. Kitai, and K. Ichimoto, “ Development of a new solar adaptive optics system at the Hida Observatory ” Proc. SPIE, 9148, 914831 (2014).

(三浦則明、大石歩、大石明（北見工大）記)

高速回転波長板ポラリメーターを用いた彩層吸収線の偏光測光

太陽活動を研究するには、その源泉である磁場を測定する、すなわち磁場による偏光を測定する必要がある。特に最近では、光球より上層の磁場の情報が得られる彩層吸収線の偏光測定が重視されている。光球吸収線に比べて格段に偏光度の小さい彩層吸収線の測定によって意味のあるデータを得るには、偏光測定において 10^{-4} レベルの感度を確保しなければならない。このような高度な測定においてもっとも大きな誤差要因は、地上観測の場合はシーイングによって生ずる偽偏光である。このシーイングによる影響を軽減するひとつの方法が、偏光変調を高速化することで変調をかけて撮像した各画像間のシーイングによる位置ずれや歪みによる差を減らす、というものである。我々は高速回転波長板ポラリメーターを試作し、2010 年度からドームレス望遠鏡の垂直分光器に取り付けた実験を行っている。2014 年には従来の CCD カメラとは別に、より低いノイズレベルを期待できる sCMOS カメラ (pco.edge) の偏光観測への応用の試験を行った。回転波長板と sCMOS カメラの同期実験及びノイズレベル・偏光変調の CCD カメラ使用時との比較を行い、sCMOS カメラによる偏光測定性能の実証ができたが、観測期間中晴天の時間が短かったため、太陽面上の活動領域のスキャンは 1 回のみ (それも途中から曇り) にとどまった。

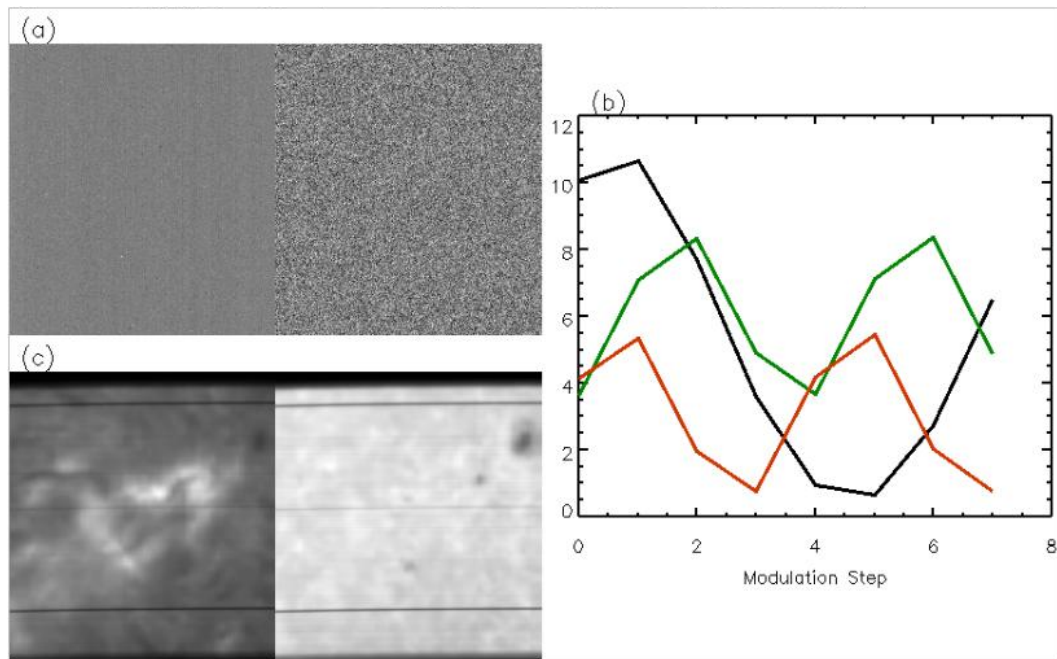


図 1：(a) sCMOS カメラ (左) と CCD カメラ (右) のダークレベルのノイズの比較。(b) sCMOS カメラ使用時の、 $Q/I=1$ (赤) $U/I=1$ (緑) $V/I=1$ (黒) 入力に対する偏光変調。(c) 2014 年 10 月 8 日に飛騨での観測で得られた活動領域 NOAA12182 の $H\alpha \cdot Fe I 6569$ スペクトロヘリオグラム。上が太陽の北。

図 1a に、連続して撮影したダーク画像間の差分を CCD カメラ及び sCMOS カメラについて示した。sCMOS カメラのノイズレベルの低さがよくわかる。また図 1b は $Q/I=1$ 、 $U/I=1$ 、 $V/I=1$ の人工偏光を入力した時の偏光変調の様子で、波長板とカメラの同期を調整した結果常に同じ偏光変調が得られている。さらに図 1c は sCMOS カメラを使用して 10 月 8 日に得た NOAA12182 の $H\alpha \cdot Fe I 6569$ のスリットスキャン画像である。

現在偏光測光結果について詳しくは現在解析中であるが、今後さらに観測を続け、彩層吸収線について高精度・低ノイズでの偏光データを得たいと考えている。

(花岡庸一郎 (国立天文台) 記)

飛騨天文台 DST を用いた市販 H α 太陽望遠鏡の分光特性の評価

最近、エタロン方式の太陽望遠鏡はその価格が安くなってきたことで、科学館・学校・天文アマチュアなどに普及が進んできた。この望遠鏡では、プロミネンス・フィラメント・フレアなどの模様が一通り観察できるが、次のような問題点が明らかになってきている。

- 1) 同じ機種でも個体によって模様のコントラストが違う
- 2) 太陽面全体が均一に見えないケースも多い
- 3) 調整の再現性が乏しくベストの状態の維持が容易でない、

そこで、10 数台の H α 太陽望遠鏡を集め、平成 26 年 9 月 30 日から 10 月 2 日の 3 日間にわたり、

A) 飛騨天文台 DST でエタロンの分光特性（半値幅・中心波長）を測定して、カタログ値と実測値の関係、波長可変機構の効き方などを調べた。

B) 同一のカメラで H α 太陽全面像を撮影し、その写り具合と SMART による多波長画像との比較から、H α 太陽望遠鏡の分光特性が推測できないか検討した。

測定対象の市販 H α 太陽望遠鏡を、エタロンを置く位置で分類すると、対物レンズの前に置くタイプが 7 台、接眼レンズの前に置くタイプが 4 台、鏡筒の途中に置くタイプが 4 台である。そして、エタロン部分が取り外せる 11 台は垂直分光器で、エタロンが鏡筒に内蔵された 4 台は水平分光器で、それぞれ H α 線周辺の波長域の分光特性を測定した。得られた分光特性の画像の例が図 1 で、スリットに対してエタロンをどのように置くかによって、波長特性にいくらか違いが見られるものが多かったが、半値幅が算出できた 9 台の望遠鏡の半値幅の分布をグラフ化すると図 2 のようになり、下記のような傾向があることがわかった。

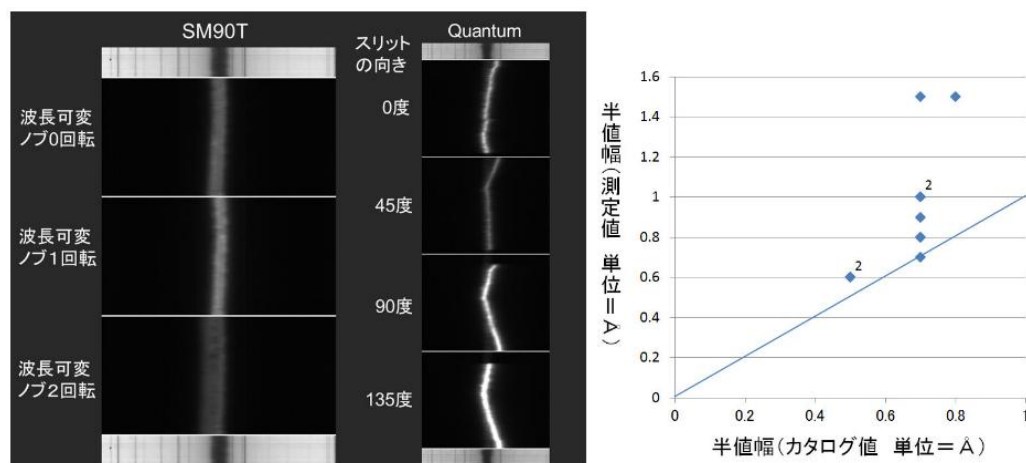


図 1(左): 分光特性測定画像の例 図 2(右):測定できた半値幅の分布

- 1) 半値幅はカタログ値より少し広めのものがあった。
- 2) エタロンの分光特性は全面均一でなく、場所によって透過波長がバラつくことがわかった。
- 3) 波長可変機構の効き方は、温度調整や空気圧で行うタイプでは波長がリニアに均一に変化することが確認できた。一方、傾けて行うタイプでは波長がノンリニアに変化

し、傾きが大きくなると透過特性が非対称になることが観測された。(但し、非対称性はエタロンの特性ではなく、DST の光束が広がりを持っている影響であることが、計算で確認できた)

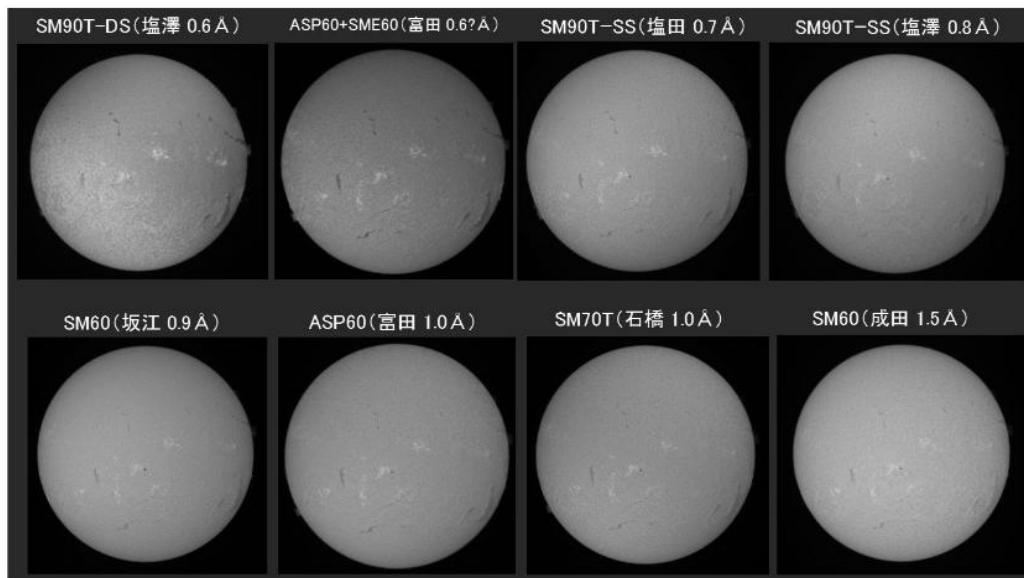


図 3: 太陽望遠鏡で撮影した $H\alpha$ 太陽像を、半値幅の順に並べた画像

一方、今回測定を行った太陽望遠鏡で撮影した $H\alpha$ 太陽像を並べると、半値幅に応じてダークフィラメントのコントラストが変わり、彩層ネットワーク構造の見え方も変化することが確認できた (図 3)。そして、SMART の $H\alpha \pm 0.0 \text{ Å}$ 画像および $H\alpha \pm 0.5 \text{ Å}$ 画像と対比することで、分光器で測定しなくても市販 $H\alpha$ 太陽望遠鏡の半値幅を簡易的に推測できることが分かった。

(塩田和生 (日食情報センター)、大越治 (日食情報センター) 大島修 (群馬星の会)、坂江隆志 (埼玉県立浦和西高等学校) 遠山御幸 (横浜モバイルプラネタリウム) 記)

飛騨天文台 DST 太陽偏光分光観測によるプロミネンスの磁場解析

本稿では、2014 年 4 月 24 日 活動領域 NOAA 12044 内のプロミネンスを偏光分光観測をした結果を述べる。

プロミネンスとは高温低密なコロナ中に存在する、低温高密度なプラズマである。しかし、プロミネンスは磁場に支えられているため、落下することなくコロナ中に浮かんでいる。プロミネンスの活動は通常は静穏であるが、爆発的に噴出を始めることもあり、これをプロミネンス噴出と呼ぶ。プロミネンス噴出が起こると、周りのプラズマもともに噴出していくことがある。これが CME(Coronal Mass Ejection) である。大規模な CME は地球に影響を及ぼすこともあり、そのメカニズムの解明は必須である。しかし、これらの現象は磁場のエネルギーによって駆動された現象であることは分かっているが、どのような発生機構で起きているかは解明されていない。そこで本研究では、プロミネンス噴出時の磁場構造と、プロミネンスの見掛けの変動を比較した。

上記の活動領域内のプロミネンスを、DST を用いてスリット固定で赤外偏光分光観測したデータから *IQUV* を導出した。波長は He I 10830 Å(彩層上部)を使用した。He 線は波長が長く、ランデ因子が大きいため、Zeeman 効果を観測しやすいという特徴がある。磁場診断には Hanle 効果と Zeeman 効果を用いた彩層・プロミネンス磁場診断ツールである HAZEL (HANle and ZEeman Light; Asensio Ramos et al., 2008) を用いた。

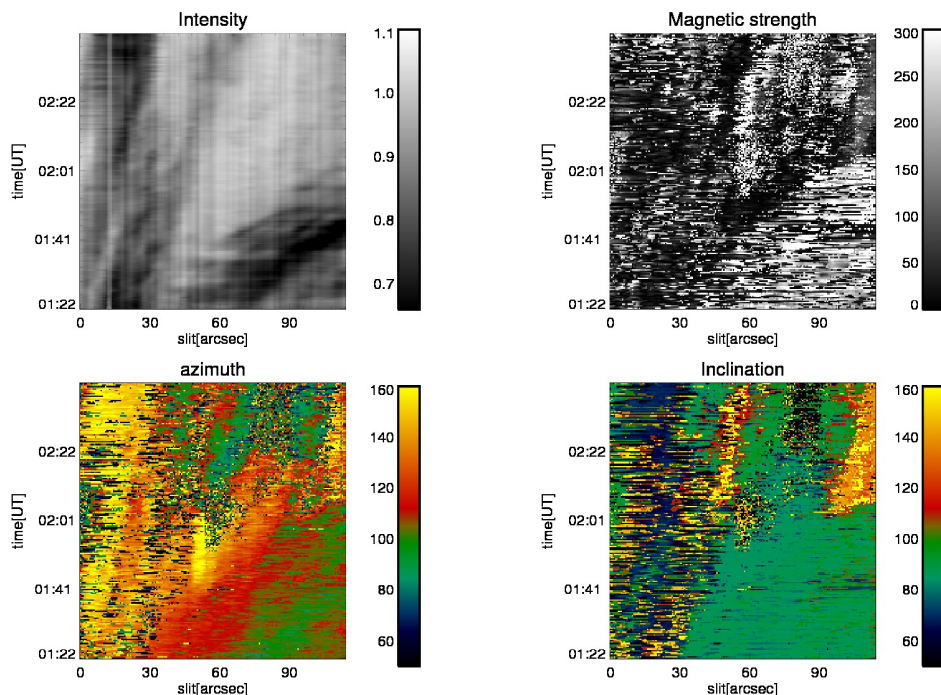


図 1: 左上図は He 線の強度変化である。他の図は右上が磁場強度、左下が方位角、右下が傾き角で、それぞれ縦軸が時間、横軸がスリットである。

この領域ではDSTでの観測時刻より前にフレアが起きた。DSTではその後プロミネンスが噴出する様子を観測した。He線の強度と磁場構造の変化が図1である。He線の強度変動から、その場に停滞しているプロミネンスと、右方向に噴出しているプロミネンスの2つがあることが分かった。これらの違いを磁場構造で見ると、噴出していくプロミネンスは磁場強度が強く、プロミネンス内で磁場の方位角が変動しているという特徴があることが分かった。両方のプロミネンスは共通して磁場の方位角がプロミネンスにほぼ沿った方向であり、傾き角はほぼ 90° で磁気中性線にプロミネンスが位置していた。加えて、SDO衛星による高視野な観測データから、プロミネンスを支える磁場の足下の位置が変化していることがわかった。

これらの結果から、シアしたプロミネンスの磁場がフレアにより擾乱され、足下でリコネクションを起こしたことにより、プロミネンスの平衡状態が崩れプロミネンス噴出が起こったと考えられる。また、図1の磁場強度の図から、噴出していくプロミネンスの方が磁場が強いことが分かる。これは磁場が強いプロミネンスは、リコネクションにより平衡状態が崩れやすいということを示唆している。

この研究は、茨城大学大学院から京都大学大学院への特別研究委託学生制度を利用し、2014年4月から9月に行ったものである。

(澤田 真平 (茨城大学) 記)

活動領域 NOAA 12192 中の磁場発展と黒点の生成・成長過程

本稿では、2014年10月23日(UT)および10月24日(UT)に太陽中央部にて成長した活動領域 NOAA 12192 の黒点においてスリットスキャンによる偏光分光観測を行なった結果を述べる。

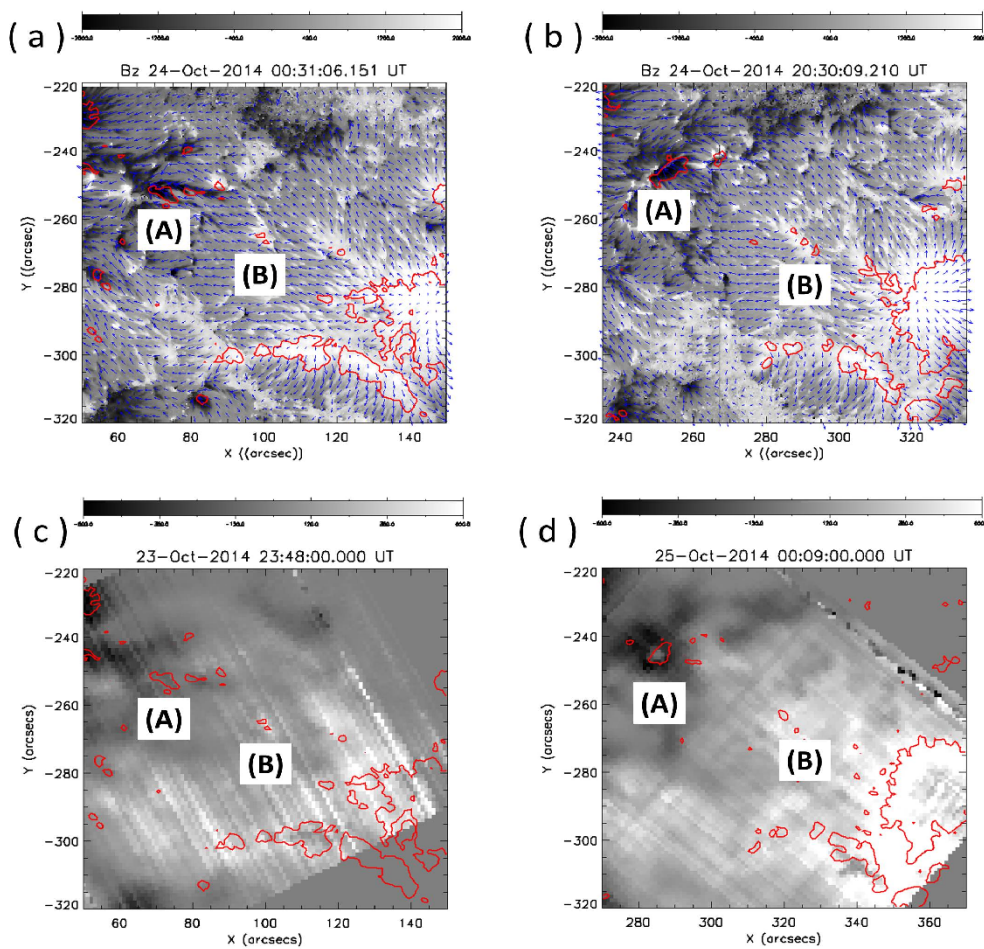
黒点とは光球面上に見られる黒い斑点であり、黒い部分(暗部)とそれを囲む淡い黒色の部分(半暗部)で構成される。黒点是对流層に存在する磁束管が光球へと浮上することによって生じるが、黒点の生成・成長過程における物理的なメカニズムは解明されておらず、今現在も研究が続けられている。

Shimizu et al.(2012)ではひので衛星を用いて光球および彩層で半暗部の形成過程の撮像観測をおこない、光球よりも先に彩層で半暗部の前駆構造が生成されていることを発見した。また黒点の磁場構造を理解するためには、光球よりも上層の磁場構造や磁場強度などの物理診断が重要であることを示唆した。Watanabe et al.(2014)では光球および彩層の半暗部形成過程で黒点暗部の垂直方向の磁場が半暗部の水平方向の磁場へ変化したことを示唆した。その一方で半暗部消滅過程では半暗部の水平方向の磁場が暗部の垂直方向の磁場へ変化したことを示唆した。しかし、Watanabe et al.(2014)は撮像観測によって得られた観測データを用いているため、黒点暗部および半暗部の垂直方向の磁場強度や磁場の向きなどを用いた検証はおこなわれていない。そこで本研究では、光球および彩層で黒点の生成・成長過程にともない、暗部および半暗部の磁場がどのように変化するのかを磁場強度、磁場の傾斜角を用いて検証をおこなった。

観測対象である活動領域 NOAA 12192 の黒点は23日に小さな暗部が半暗部中に複数形成され、それらが合体して26日にかけて独立した黒点へと成長した。光球の観測データはひので/SOTを用いて取得し、Milne-Eddington 大気モデルを用いて光球における磁場

の物理量を導出した。彩層の観測データは飛驒 DST による偏光分光観測により取得し、HAZEL (HAnle and ZEeman Light ; Asensio Ramos et al. (2008)) を用いることにより彩層における磁場の物理量を導出した。

ひので/SOT および飛驒 DST により取得した観測データから視線磁場強度を導出したのが図 1 である。23 日の時点で光球では黒点暗部に視線磁場強度が卓越していたが、彩層では同一の黒点暗部の視線磁場強度は周囲の比較的静穏な領域と差が見られなかった。一方、24 日時点で光球では 23 日と同様に黒点暗部に視線磁場強度が卓越しており、彩層においても視線磁場強度が卓越していた。これらから、23 日から 24 日にかけて黒点の成長にともない磁場のループが光球から彩層に浮上したという結論に達した。しかし、今回の結論は主に視線磁場強度から推測したものであり、磁場の水平成分や視線方向速度などは考慮していないため、それらを考慮した解析をおこなうことが今後の課題である。



(a) (b) : ひので/SOT によって観測された 23 日および 24 日の観測データ。背景は光球の視線磁場強度、赤等高線は黒点暗部の輪郭。青矢印は磁場の向き。(A)、(B) は観測対象の黒点。(c) (d) : 飛驒 DST によって観測された 23 日および 24 日の観測データ。背景は彩層の視線磁場強度、等高線は黒点暗部の輪郭。(A)、(B) は観測対象の黒点

(米谷 拓朗 (茨城大学) 記)

太陽観測への時間相関イメージセンサの適用: 大気ゆらぎの速度場計測と高解像度画像復元の試み

安藤 繁¹⁾, 花岡 庸一郎²⁾, 櫻井 隆²⁾

¹⁾ 東京大学大学院情報理工学系研究科, ²⁾ 国立天文台

I. はじめに

一昨年以来, 太陽磁場の偏光計測への時間相関イメージセンサ [1] の適用を試みている [2]。2014 年度では, この目標に加えて, このデバイスによる複素正弦波変調撮像が, 大気ゆらぎによる劣化を効果的に除去した太陽表面の高解像度観察の手段を与える可能性があると考え, ドームレス太陽望遠鏡による実データの取得と高解像度化の実験を行った。対象とする劣化は明暗速度場による運動ぼけであり, 明暗速度場 (optical flow) は動的情景の三次元解析の基本情報を与えるものとして, 運動ぼけ (motion blur) は有限な露光時間を要する光学的観察に不可避な劣化として, その検出法や復元法は現在でも画像処理等の分野で広く研究されている。

II. オプティカルフロー偏微分方程式と荷重積分法

運動する対象上の各点は, その点に固定された座標系で観察するならば明るさ一定と仮定すると, オプティカルフロー偏微分方程式

$$(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y})f(x, y, t) + \frac{\partial}{\partial t}f(x, y, t) = 0 \quad (1)$$

が成り立つ。速度 v_x, v_y は, 滑らかならば時間と空間の関数であってもよい。(1)式が撮像のフレーム $[0, T]$ で一様に成立していると仮定し, 荷重関数 $\{e^{-jn\Delta\omega t}\}$, $\Delta\omega \equiv 2\pi/T$ の荷重積分法を適用すると [3], [4],

$$\begin{aligned} 0 &= \int_0^T (v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial t})f(x, y, t)e^{-jn\Delta\omega t} dt \\ &= (v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y})g_n(x, y) + F_0(x, y) + jn\Delta\omega g_n(x, y) \end{aligned} \quad (2)$$

ただし

$$g_n(x, y) \equiv \int_0^T f(x, y, t)e^{-jn\Delta\omega t} dt \quad (3)$$

$$F_0(x, y) \equiv [f(x, y, t)]_0^T \quad (4)$$

は 1 フレーム区間でのフーリエ係数と積分境界値となる。 $n = 0, 1$ の式から $F_0(x, y)$ を消去すると,

$$(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y})\{g_1(x, y) - g_0(x, y)\} + j\Delta\omega g_1(x, y) = 0$$

となり, $g_1(x, y)$ は周波数 $\Delta\omega$ の複素正弦波との相関画像, $g_0(x, y)$ は強度画像であり, 時間相関イメージ

センサの 1 画素だけで v_x, v_y の 2 個の未知数を決定できる。この後, 積分境界値画像 $F_0(x, y)$ も,

$$\begin{aligned} [f(x, y, t)]_0^T &= -\frac{1}{2}(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y})(\Re g_1(x, y) + g_0(x, y)) \\ &\quad + \frac{\Delta\omega}{2}\Im g_1(x, y) \end{aligned} \quad (5)$$

のように求められる。

III. 連続時間再現と運動ぼけ除去

A. フーリエ級数展開による連続時間再現

時間関数 $f(x, y, t)$ の時間軸複素フーリエ級数展開は,

$$f(x, y, t) \simeq \sum_{n=-N}^N g_n(x, y)e^{jn\Delta\omega t} \quad (\Delta\omega \equiv \frac{2\pi}{T})$$

と書かれ, その係数 $g_n(x, y)$ のうち $n = 0, 1$ は強度画像と相関画像に等しい。ただし, フーリエ級数展開は連続な周期関数を対象とし, 周期の境界に相当するフレーム前端と後端での不連続を表現できない。積分境界値画像はこの不連続を表しており, フーリエ級数展開を補い, 連続的再現を高精度化するための情報を有している。そこで, それらを包含する展開方法として,

$$\begin{aligned} \tilde{f}(x, y, t) &\simeq \sum_{n=-N}^N g_n(x, y)e^{jn\Delta\omega t} \\ &\quad + [f(x, y, t)]_0^T \cdot \frac{t - T/2 + \sum_{n=1}^N a_n \sin(n\Delta\omega t)}{T} \end{aligned}$$

を考える。右辺第 2 項は, 積分境界値の条件を満たし, かつ $[0, T]$ のフーリエ積分によっても g_0, g_1, \dots, g_N を変化させない滑らかな関数として選ばれたものであり, 含まれる係数は $a_n = 2/n\Delta\omega$ のように定められる。

B. 高次フーリエ係数復元と運動ぼけ除去

$n \geq 2$ の荷重積分方程式 (2) を, 既知の係数 v_x, v_y と既知の駆動項 $F_0(x, y) \equiv [f(x, y, t)]_0^T$ をもつ偏微分方程式と見なし, これを数値的に解くことにより $g_n(x, y)$ を求めることを考える。フーリエ級数の展開次数の増大は, 画像の時間と空間の解像度向上, すなわち運動ぼけの除去に直結するからである。

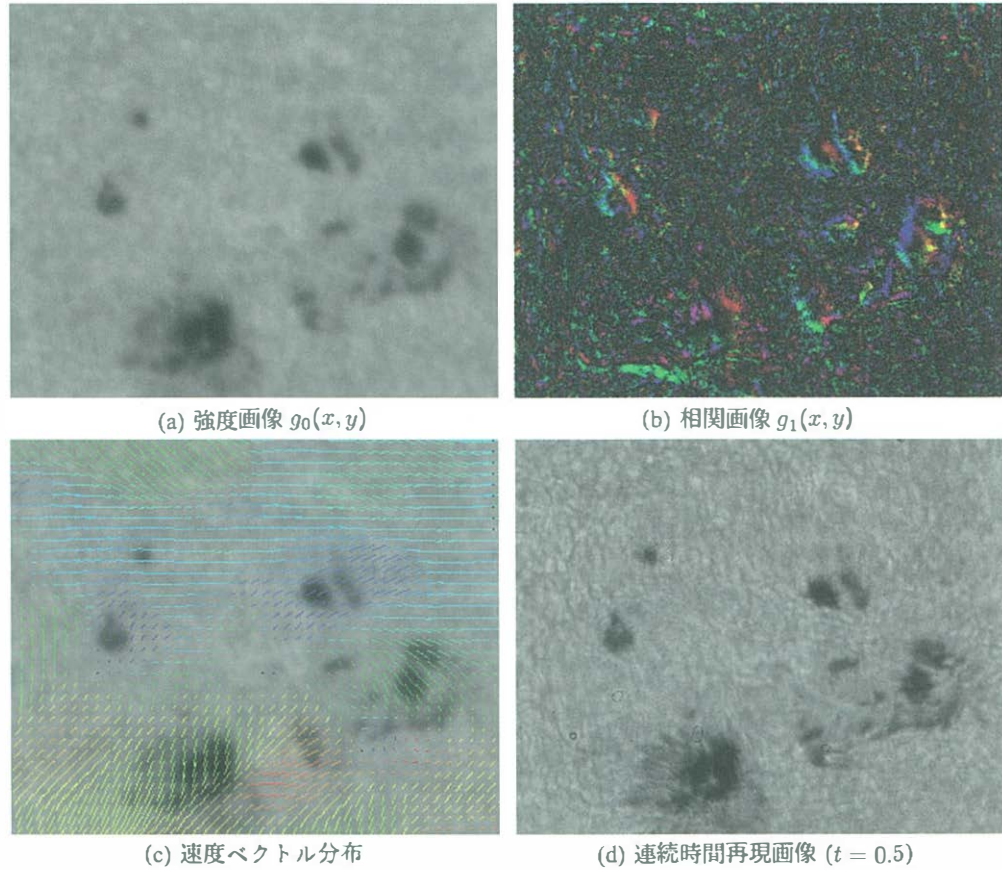


Fig. 1. 黒点付近の太陽像への適用結果。強度画像 (a) には運動ぼけが顕著だが、相関画像 (b) に豊富で高解像度のパターンが捉えられている。(c) はこれらを用いて求めた速度場を線の長さや方向および色で5画素おきに表したものの。実際には全画素で速度が求められる。(d) は撮像された g_0, g_1 に、推定した g_2, g_3, g_4, g_5 を加えて再現した $t = 0.5$ における画像。

CTの反復再構成法のART (algebraic reconstruction technique) を用いると、 k を反復の回数として、

$$g_n^{(k+1)}(x, y) = g_n^{(k)}(x, y) - \lambda \left\{ [f(x, y, t)]_0^T + (v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + jn\Delta\omega) g_n^{(k)}(x, y) \right\} \times \frac{v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + jn\Delta\omega}{|v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + jn\Delta\omega|^2}$$

と書かれる (3行目の項は数値微分演算子の係数分布とその2乗ノルムを示す)。

C. 実観測画像への適用

実装されたアルゴリズムを 640×512 画素の時間相関イメージセンサで撮像した太陽像 (15fps, 1フレーム) に適用した。図1(a),(b)が強度画像と相関画像であり、相関画像では複素数の画素値の振幅を明度で、位相を色相で表している。運動の影響は強度画像では運動ぼ

けとなるが、相関画像では急激な位相変化を伴った高精細なパターンとして現れている。これらの相補的関係に基づき図1(c)のように速度場が再構成される。さらに得られた速度場と積分境界値画像を用いて $n = 5$ までの相関画像を推定した。再現された連続画像の図1(d)は空間解像度が大きく向上していることが分かる。

IV. 今後の展開

位置がゆらいだ連続画像から静止太陽像を復元する際に、超解像アルゴリズムを適用して画素密度を超えた解像度の向上を得ることが次の課題となる。また、大気ゆらぎによる焦点ぼけの復元も新たな課題となる。

REFERENCES

- [1] S. Ando and A. Kimachi, IEEE Trans. Electron Devices, vol.50, no.10, pp.2059-2066, 2003.
- [2] 安藤, 花岡, 櫻井, 日本天文学会秋期年会, 大分, 2012.
- [3] 安藤 繁, 魏 大比, Paul Masurel, 情報処理学会 CVIM 論文誌, vol.49, no.6, p.13-21, 2008.
- [4] S. Ando and T. Nara, IEEE Trans. Signal Processing, vol.57, no.9, pp.3317-3329, 2009.
- [5] 安藤 繁, 計測と制御, vol.51, no.9, pp.10-17, 2012.